



TITLE:

液体⁴Heの動的構造因子(非線型・
非平衡状態の統計力学,研究会報告)

AUTHOR(S):

西山, 敏之; 渡部, 陽一

CITATION:

西山, 敏之 ...[et al]. 液体⁴Heの動的構造因子(非線型・非平衡状態の統計力学,研究会報告). 物性研究 1977, 27(6): F91-F93

ISSUE DATE:

1977-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/89301>

RIGHT:

6. R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **17**, 1100 (1962).
7. K. Furutsu, J. Math. Phys. **17**, 1252 (1976).

液体 ^4He の動的構造因子

西 山 敏 之
渡 部 陽 一

δ -関数相互作用をもつ 1 次元 Bose 粒子系の高密度の極限における最低 エネルギーおよび構造因子 S_k は, Lieb と Liniger が与えた厳密解から直接または間接的に求められることがわかっている。この結果は集団変数の理論を用いて導いたものと一致していることから, 集団変数の理論は高密度 Bose 粒子系に対して正しい取り扱い方を与えるものと考えられる。

また, 集団変数の理論に関する疑問点として, ながらく残されていた発散項の処理, および密度の正準共役量の存在については, 最近 Tsujii と著者の一人 (N) によって, 一応解決されている¹⁾。他方 ^4He の問題に広く応用されている Feenberg の相関基底関数法 (CBF) は実験とかなりよく一致した結果を与えるという点で高く評価されているが, 1 次元系および charged Bose gas に適用したとき, 構造因子の値が厳密な結果と一致しないことが指摘されている²⁾。Berdahl²⁾ は CBF と集団変数の理論の結果との相違が, 基準状態における密度のゆらぎの 3 体相関積分 $\langle \rho_{\vec{k}} \rho_{\vec{l}} \rho_{\vec{m}} \rangle_0$ にあることをつきとめ, CBF で使用されている相関積分を, 集団変数の理論から求めたもので置き換えることによって正しい結果が導かれることを示した。この事実は構造因子に限らず, CBF ですでに得られている運動量分布や動的構造因子についても集団変数の理論を用いて再検討する必要があることを示している。

ここでは 1 次元の Lieb-Liniger 模型に対する動的構造因子の長波長の極限形を求め, それが厳密解と矛盾していないことを示す。³⁾ 次に *model independent* の方法を用いて ^4He に適用した結果について述べる。

まず高密度長波長の極限では,

$$S(k, \omega) = 2 S_k \Gamma(k, \omega) \left\{ \frac{1}{(\omega - Ck)^2 + \Gamma(k, \omega)^2} + \frac{1}{(\omega + Ck)^2 + \Gamma(k, \omega)^2} \right\} \quad (1)$$

となる。ここに $S_k = \frac{|k|}{2n\sqrt{\gamma}} \left(1 + \frac{\sqrt{\gamma}}{4\pi}\right)$, 音速 $C = 2n\sqrt{\gamma} \left(1 - \frac{\sqrt{\gamma}}{4\pi}\right)$, $\Gamma(k, \omega) = |k| \omega^2 / (32 n C^2)$, $n = N/L$ (粒子数密度), γ は Lieb-Liniger のパラメータであって $\hbar = 2m = 1$ とおいた。この式は総和則を満足し, S_k と C はいずれも厳密解から得られるものと一致している。

同様の方法によって ^4He の動的構造因子を求めるために, Sunakawa 達⁴⁾, Carballo 達⁵⁾ と異なり, 観測された $S_{\vec{k}}$ を用いて *model independent* の方法に従い

$$S(\vec{k}, \omega) = 2 S_{\vec{k}} \frac{\hbar \Sigma''(\vec{k}, \omega)}{[\hbar \omega - \epsilon_{\vec{k}}^F - \Sigma'(\vec{k}, \omega)]^2 + \Sigma''(\vec{k}, \omega)^2}$$

を数値計算によって解析する。 $\Sigma'(\vec{k}, \omega)$ は自己エネルギーの実部, $\Sigma''(\vec{k}, \omega)$ はその虚部である。 $\epsilon_{\vec{k}}^F$ は Feynman energy で $S_{\vec{k}}$ は観測値 (Achter and Mayer) を用いた。 $\Sigma(\vec{k}, \omega)$ の計算には著者の一人 (W) が開発した Monte Carlo 法に従い阪大教養部の TSS-NEAC-500 を用いて行った。計算の詳細は既発表の論文⁶⁾ および近く発表される論文⁷⁾ を参照されたい。計算は

目下継続中であるが, 最も新しい結果は, $k = 1.6 \text{ \AA}^{-1}$, 2.0 \AA^{-1} , 2.4 \AA^{-1} に対して求めたもので図 1 のようになり one-phonon peak は正しいエネルギー観測値と一致し 3.6 \AA^{-1} ではほとんど完全に消失する。*multi-phonon peak* としては *two-maxon peak* (40 ~ 55 K) と, 弱い *two-roton peak* (20 K) が現われている。

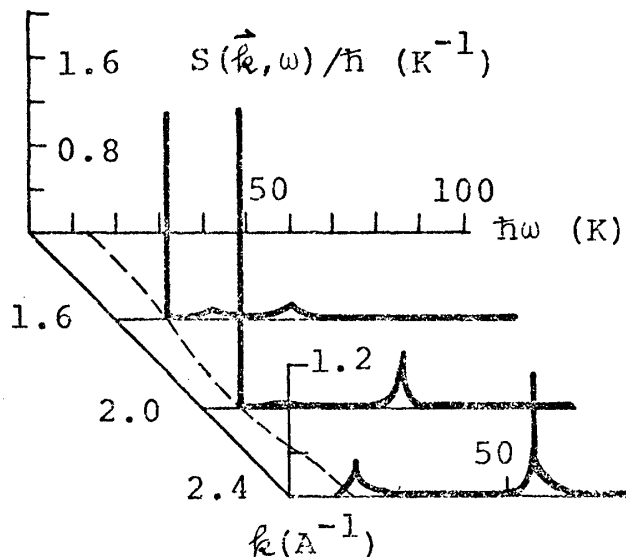


図 1.

励起準位に関するかぎり，集団変数の理由はかなり有効であるが，凝縮相の問題を取り扱うためには，低密度強結合における近似が必要となるであろう。

参 考 文 献

- 1) M.Tsujii and T.Nishiyama, Prog. Theor. Phys. **57**(1977), No.1.
- 2) P.Berdahl, Phys. Rev. **10A**(1974), 2378.
- 3) M.Takahashi, Prog. Theor. Phys. **55**(1976), 33.
- 4) S.Sunakawa et al., Prog. Theor. Phys. **41**(1969), 919.
- 5) J.A.Carballo and J.Ruvalds, Phys. Rev. **11B**(1975), 4278.
- 6) T.Nishiyama and Y.Watanabe, Proc. LT14(**1975**), 157.
- 7) T.Nishiyama and M.Tsujii, Prog. Theor. Phys. **57**(1977), No.2.

“Non-Newtonian Shear Viscosity of a Critical Fluid”

東大・理 小 貫 明

臨界点近くの流体では大きなサイズ ($\sim \xi$) の液滴がゆらぎによってできている (寿命 $\sim \xi^3$)。高分子溶液と同じようにこの状態での流体は流れができると通常の流体と異質なふるまいをする。第一に線型応答の破れ (Non-Newton 効果) が大きくなる。

第二に境界の効果が流体の内部まで ($\sim \xi$) 及ぶ (Boundary Effect)。

第三に光散乱の central peak の巾が小さい波数で流れの shear に依存する。

流れの場が $\mathbf{u}(\mathbf{r}) = D\mathbf{y} \mathbf{e}_x$ で与えられる場合 (Couette Flow) を考えてみよう。Shear D の役割は液滴の形をゆがめ時間 D^{-1} 位でこわしてしまうことである。とくに Non-Newtonian Shear Viscosity の D -依存性は大体以下の式でわかる。